

高频电磁波驱动等离子体电流

夏 蒙 焚

(北京大学理论物理研究所)

胡 慧 玲

(北京大学物理系)

1981年5月25日收到

提 要

本文分析了高频电磁波驱动等离子体电流的效应。指出,波的电场力和洛伦兹力都对驱动电流有贡献; $l=0$ 或 $l \neq 0$ 的共振都可能成为主要驱动机制,不同 l 的驱动效果有区别;非共振效应也可能超过共振效应而成为主要驱动机制,同时,波的碰撞耗散可能超过共振耗散而成为主要耗散机制。

一、引 言

波驱动电流的效应是波与等离子体相互作用的一种基本物理现象。这种效应提供了实现稳态托卡马克反应器的一种可能的方案。人们对此作了很多研究^[1-11]。

近来有很多工作讨论低杂波驱动电流的效应,对这种波可以作准静电近似,同时,一般主要考虑波与等离子体之间的余楞科夫($l=0$)共振所驱动的电流等耗散功率。在文献[6]中研究碰撞阻尼的低杂波驱动电流的问题。在文献[11]中,我们比较了共振相互作用与非共振相互作用驱动电流的效应,指出在一定条件下后者可能超过前者,同时,波的碰撞耗散也可能超过共振耗散而成为主要耗散机制。

一些工作讨论了电磁模驱动电流的效应。在文献[8]中研究动力阿尔芬波驱动电流。在文献[9, 10]中计算了微波输送给等离子体的动量,估计了可能产生的电流,并与实验作了比较。

本文在准线性近似下分析高频电磁波驱动电流的机制。我们将计及电磁效应而不作准静电近似;除电场力的驱动作用外还将包括洛伦兹力的驱动作用;除余楞科夫($l=0$)共振外还将包括各级迴旋共振($l \neq 0$)效应;除共振相互作用外还将包括非共振相互作用驱动电流的效应和波的碰撞耗散效应。

二、基 本 方 程

我们将在准线性近似下讨论波驱动的电流和耗散功率。取坐标系如下: z 轴在恒定磁场 B_0 方向,波矢 k 在 xz 平面内,即

$$\mathbf{k} = k_{\parallel} \hat{e}_z + k_{\perp} \hat{e}_x.$$

考虑具有一定频率 ω 的波, 其波矢范围在

$$k_2 \leq k_{\parallel} \leq k_1,$$

(取 $k_1 > 0$). 为简单起见, 考虑窄谱情形

$$\Delta k = k_1 - k_2 \ll k_1.$$

由于是高频波, 离子的效应可以略去.

准线性方程可表达为

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \hat{D}f + \hat{C}f, \quad (1)$$

其中

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\mathbf{v}, t) d\phi.$$

(1)式右端第一项为波驱动项, 第二项为碰撞项.

碰撞项可以写成如下形式:

$$\begin{aligned} \hat{C}f = & \nu_e \frac{v_e^3}{v^3} \left\{ \frac{2v_{\parallel}^2 - v_{\perp}^2}{2} \left(\frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} - \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \right) \right. \\ & \left. + \frac{v_{\parallel}^2 v_{\perp}^2}{2} \left(\frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} - \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \right)^2 \right\} f, \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$\nu_e = \sqrt{2T_e/m_e}, \quad \nu_e = 4\pi n_0 e^4 \ln \Lambda / m_e^2 v_e^3.$$

ν_e 相当于平均碰撞频率. 我们将讨论高温等离子体, 即碰撞很稀少的情形.

波驱动项可表达为

$$\hat{D}f = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{k} \hat{L} D^l \hat{L} f, \quad (3)$$

其中

$$\hat{L} = \frac{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}}, \quad (4)$$

$$D^l = D_r^l + D_{nr}^l, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} D_r^l = & \pi \frac{e^2}{m_e^2} \frac{v_{\perp}^2}{\omega^2} \left| \frac{l}{\lambda} J_l(\lambda) E_{kx} - i J'_l(\lambda) E_{ky} \right. \\ & \left. + \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} J_l(\lambda) E_{kz} \right|^2 \delta(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\Omega), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} D_{nr}^l = & \frac{e^2}{m_e^2} \frac{v_{\perp}^2}{\omega^2} \left| \frac{l}{\lambda} J_l(\lambda) E_{kx} - i J'_l(\lambda) E_{ky} \right. \\ & \left. + \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} J_l(\lambda) E_{kz} \right|^2 \frac{v + \gamma_k}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\Omega)^2}, \quad (|v + \gamma_k| < |\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\Omega|). \end{aligned} \quad (7)$$

D_r^l 与 D_{nr}^l 分别是扩散系数的共振部分与非共振部分. 在 (6) 和 (7) 式中

$$\Omega = e B_0 / m_e c, \quad \lambda = k_{\perp} v_{\perp} / \Omega,$$

$e > 0$, γ_k 反映波矢为 k 的波振幅的变化率, 即

$$\gamma_k = d \ln E_{k0} / dt, \quad (8)$$

ν 是有效碰撞频率, 对 $\nu \geq \nu_c$ 情形, 有

$$\nu \simeq \nu_c \frac{v_c^2}{v^3}. \quad (9)$$

由扩散系数(6)、(7)式可以看出, 在驱动纵向电流时, 不仅波电场的 z 分量有贡献, 而且电场的垂直分量也有贡献, 后者实际上相应于洛伦兹力的 z 分量, 在一定条件下, 例如 $k_{\perp}$ 很小的电磁波, 主要由洛伦兹力驱动纵向电流.

在波驱动项(3)式中, 既包括了共振相互作用的驱动效应又包括了非共振相互作用的驱动效应. 在准线性近似下, 保留到电场的二级项, 二者可以分别处理.

还可以看到, 在(3)式中, 除包括 $l=0$ 的项外, 还包括了 $l \neq 0$ 的项. 而且在一定条件下, 某些或某个 $l \neq 0$ 的项起着重要的甚至是主要的作用.

准线性方程(1)在速度空间中一般具有二维的形式. 波的驱动项(3)式在 $l=0$ 的共振区内具有一维的形式, 下面将看到, 在 $l \neq 0$ 的共振区内, 可以通过适当的变量变换, 使 $\hat{L}$ 算符化为一维的形式. 在非共振区, $\hat{L}$ 一般保持为二维的形式. 碰撞项(2)是二维的, 在一些特殊情形下可作一维近似.

三、共振效应

波的共振效应出现在一系列共振区内, 第 l 个共振落在速度空间中的如下区域:

$$v_{l1} \leq v_{\parallel} \leq v_{l2}, \quad (10)$$

其中

$$v_{l1} = \frac{\omega - l\Omega}{k_{\parallel}}, \quad v_{l2} = \frac{\omega - l\Omega}{k_{\parallel}}. \quad (11)$$

在窄谱情形, 共振区互不重叠, 第 l 个共振区的驱动电流效应只联系于 D_l^i .

在一定条件下, 可以只有某一个共振区起主要作用. 例如, 当 $\lambda \ll 1$ 时, $|l| \geq 2$ 的项都是不重要的, 此时

$$D_l^0 \simeq \pi \frac{e^2}{m_e^2} \frac{v_{\parallel}^2}{\omega^2} |E_{kz}|^2 \delta(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}), \quad (12)$$

$$D_l^{\pm 1} \simeq \pi \frac{e^2}{m_e^2} \frac{v_{\perp}^2}{\omega^2} \frac{|E_{k\perp}|^2}{4} \delta(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \mp \Omega). \quad (13)$$

由(12)与(13)式看出, $\lambda \ll 1$ 时, 纵向电场主要通过 $l=0$ 的共振驱动电流, 而洛伦兹力则主要通过 $l=\pm 1$ 的共振驱动电流. 对于 $\omega > \Omega$ 的波, 因 $l=-1$ 的共振速度比 $l=1$ 的共振速度大得多, 共振落在较远的尾部, 贡献较小, 故 $l=1$ 共振的贡献将是主要的.

现考虑某个 l 共振为主的情形. 假定波足够强而接近准线性饱和, 此时, 在共振区内波驱动项的强度远大于碰撞项的强度, 碰撞项可以作为微扰处理. 在共振区外则只有碰撞项起作用. 令

$$f = f_0 + f_1, \quad (14)$$

在稳态情形有

$$\begin{aligned} \hat{D}f_0 &= 0, & v_{l1} &\leq v_{\parallel} \leq v_{l2}, \\ \hat{C}f_0 &= 0, & v_{\parallel} &< v_{l1}, \quad v_{l2} < v_{\parallel} \end{aligned} \quad (15)$$

及

$$\hat{D}f_1 + \hat{C}f_0 = 0, \quad v_{11} \leq v_{\parallel} \leq v_{12}. \quad (16)$$

引入变量

$$w = \begin{cases} \frac{1}{4} \left(\frac{v_{\parallel}^2}{\omega - l\Omega} + \frac{v_{\perp}^2}{l\Omega} \right), & l \neq 0; \\ \frac{1}{2} \frac{v_{\parallel}^2}{\omega}, & l = 0, \end{cases} \quad (17)$$

则 $\hat{L}$ 与 $\hat{D}$ 可化为一维的形式

$$\hat{L} = \frac{\partial}{\partial w}, \quad (18)$$

$$\hat{D} = \frac{\partial}{\partial w} \mathcal{D}_r^l \frac{\partial}{\partial w}, \quad (19)$$

其中

$$\mathcal{D}_r^l = \int d\mathbf{k} D_r^l. \quad (20)$$

假定初始分布为平衡分布, 方程 (15) 的解为

$$f_0 = \begin{cases} \alpha \frac{1}{\pi^{3/2} v_e^3} \exp \left\{ -\frac{v_{\parallel}^2}{v_e^2} - \frac{v_{\perp}^2}{v_e^2} \right\}, & v_{\parallel} < v_{11}, \\ \alpha \frac{1}{\pi^{3/2} v_e^3} \exp \left\{ -\frac{\omega}{\omega - l\Omega} \frac{v_{11}^2}{v_e^2} + \frac{l\Omega}{\omega - l\Omega} \frac{v_{\parallel}^2}{v_e^2} - \frac{v_{\perp}^2}{v_e^2} \right\}, & v_{11} \leq v_{\parallel} \leq v_{12}, \\ \alpha \frac{1}{\pi^{3/2} v_e^3} \exp \left\{ \frac{\omega}{\omega - l\Omega} \frac{v_{12}^2 - v_{11}^2}{v_e^2} - \frac{v_{\parallel}^2}{v_e^2} - \frac{v_{\perp}^2}{v_e^2} \right\}, & v_{12} \leq v_{\parallel}, \end{cases} \quad (21)$$

其中 α 由归一化条件确定.

由 (16) 和 (19) 式, 得 f_1 应满足的方程为

$$\frac{\partial}{\partial w} \mathcal{D}_r^l \frac{\partial}{\partial w} f_1 + \hat{C}f_0 = 0 \quad (22)$$

或

$$\mathcal{D}_r^l \frac{\partial}{\partial w} f_1 = - \int dw \hat{C}f_0. \quad (23)$$

f_0 是波足够强, 波的驱动效应在共振区达到饱和时的分布函数. 在共振区内, 有

$$\frac{\partial}{\partial w} f_0 = \hat{L}f_0 = 0.$$

即

$$\frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} f_0 = - \frac{l\Omega}{k_{\parallel} v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} f_0 = \frac{l\Omega}{\omega - l\Omega} \frac{2v_{\parallel}}{v_e^2} f_0.$$

对于 $l = 0$ 的共振区, 有 $\partial f_0 / \partial v_{\parallel} = 0$, 即 f_0 在 $v_{\parallel}$ 方向拉平. 对 $l \neq 0$ 的共振区,

$$\frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} \neq 0,$$

而是

$$\frac{\partial f_0}{\partial w} = 0,$$

f_0 对 ω 变量呈现为平台. 进一步看到, 对 $l < 0$ 的共振,

$$\frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} = -\frac{|l|Q}{\omega + |l|Q} \frac{2v_{\parallel}}{v_e^2} f_0,$$

此时, $\frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} < 0$, 但因 $|l|Q/(\omega + |l|Q) < 1$, 故相对于平衡分布而言在 $v_{\parallel}$ 方向仍有被拉平的趋势 (对平衡分布 $\frac{\partial f_M}{\partial v_{\parallel}} = -\frac{2v_{\parallel}}{v_e^2} f_M$). 对 $l > 0$ 的共振, $\omega > lQ$ 时,

$$\frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} > 0,$$

准线性饱和时分布函数在共振区内对 $v_{\parallel}$ 具有正斜率. f_0 在共振区以外具有平衡分布的形式, 但在 $v_{\parallel} > v_{l2}$ 的尾部区域被抬高了. 这联系于速度空间中碰撞引起的电子在 $v_{\parallel}$ 方向的扩散效应.

现在来计算共振效应驱动的纵向电流. 对于这种接近饱和的情形, f_1 对电流的贡献可以略去, 电流主要由 f_0 确定. 由 (21) 式求得主要由第 l 个共振驱动的纵向电流密度为

$$j_r \simeq j_r^l = \begin{cases} -\alpha \frac{n_0 e v_e}{2\sqrt{\pi}} \frac{\omega}{lQ} \left[e^{\frac{lQ}{\omega - lQ} \frac{v_{l2}^2 - v_{l1}^2}{v_e^2}} - 1 \right] e^{-\frac{v_{l1}^2}{v_e^2}} & l \neq 0, \\ -\alpha \frac{n_0 e v_e}{2\sqrt{\pi}} \frac{v_{l2}^2 - v_{l1}^2}{v_e^2} e^{-v_{l1}^2/v_e^2}, & l = 0. \end{cases} \quad (24)$$

对于窄谱情形 ($|\frac{lQ}{\omega - lQ} \frac{v_{l2}^2 - v_{l1}^2}{v_e^2}| \ll 1$), 上式变为

$$j_r^l \simeq -\alpha \frac{n_0 e v_e}{2\sqrt{\pi}} \frac{\omega}{\omega - lQ} \frac{v_{l2}^2 - v_{l1}^2}{v_e^2} e^{-v_{l1}^2/v_e^2}. \quad (25)$$

(24) 或 (25) 式给出的 j_r^l 是共振效应驱动的纵向电流密度的饱和上限, 当波能密度足够大, 使电流密度接近这个饱和值时, 进一步增大波能密度并不能有效地提高电流密度. 分析 (21) 式给出的 f_0 在各个区域对电流的贡献可以看出, 当波谱比较窄时, j_r^l 主要由 $v_{\parallel} > v_{l2}$ 的尾部高能电子负载.

令

$$J_r^l = |j_r^l|/n_0 e v_e, \quad (26)$$

则由 (24) 式, 有

$$J_r^l = \alpha \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\omega}{lQ} \left[e^{\frac{lQ}{\omega - lQ} \frac{v_{l2}^2 - v_{l1}^2}{v_e^2}} - 1 \right] e^{-v_{l1}^2/v_e^2}. \quad (27)$$

表1 不同 l 及 v_{l1}/v_e 时的 J_r^l (取 $\omega = 1.5Q$, $\Delta k/k_1 = 0.1$)

J_r^l l	v_{l1}/v_e	2	3	4
-1		2.4×10^{-3}	3.0×10^{-3}	3.6×10^{-3}
0		4.8×10^{-3}	7.3×10^{-3}	1.2×10^{-2}
1		4.2×10^{-2}	3.5×10^{-2}	8.5×10^{-2}

在表 1 中给出了 J_r^l 的量级(取 $\omega = 1.5\Omega$, $\Delta k/k_1 = 0.1$).

由表 1 可以看出, $l = 1$ 情形的 J_r^l , 比 $l = 0$ 或 $l = -1$ 时的 J_r^l 要高一个量级以上, 这是由饱和分布 f_0 对 $v_{||}$ 的关系的差别引起的. $l > 0$ 情形 f_0 具有正斜率, 对驱动电流有利. 由表 1 还可看出, J_r^l 随 $v_{||}/v_e$ 增大而迅速下降, 这是由于共振速度愈高, 共振区及高能尾部的粒子数愈少.

对于托卡马克反应器, 由于

$$\beta_j = \frac{8\pi(n_e T_e + n_i T_i)}{[B_0(r=a)]^2} \leq R/a.$$

的限制, 其平均电流密度必须高于某一个下限值 j_T . j_T 可用来估计维持其稳态运行所需的电流密度, 其表达式为^[11]

$$|j_T|/n_0 e v_e = \frac{2c}{\omega_e} \sqrt{\frac{1 + T_i/T_e}{Ra}}, \quad (28)$$

其中 ω_e 是等离子体频率, R 与 a 分别是等离子体柱的大、小半径. 对中等尺度的托卡马克 ($R \sim 100\text{cm}$, $a \sim 20\text{cm}$, $n_0 \sim 10^{14}\text{cm}^{-3}$), $|j_T|/n_0 e v_e \sim 3 \times 10^{-3}$, 对照表 1 给出的数据, 可以看出, 以高频电磁波通过共振效应驱动电流, 维持托卡马克稳态运行是有可能的. 例如, 在表 1 所选的参数下, 对 $l = 1$ 情形, 取 $v_{||}/v_e < 3$ 即可

现在来计算驱动电流时波的耗散功率密度 P . 它正比于介电张量的反厄密部分 $\epsilon_{\alpha\beta}^A$:

$$P = \int d\mathbf{k} \frac{\omega}{8\pi} \epsilon_{\alpha\beta}^A E_{k\alpha}^* E_{k\beta}. \quad (29)$$

在 $\epsilon_{\alpha\beta}^A$ 中包括了共振效应和碰撞效应两部分, 相应地有

$$P = P_r + P_c. \quad (30)$$

P_r 和 P_c 分别是共振耗散功率密度和碰撞耗散功率密度. 对第 l 个共振, 可求得耗散功率密度 P_r^l 为

$$\begin{aligned} P_r^l &= \frac{1}{2} n_0 m_e \omega \int d\mathbf{v} \mathcal{D}_r^l \hat{L} f \\ &= \frac{1}{2} n_0 m_e \omega \int d\mathbf{v} \mathcal{D}_r^l \frac{\partial}{\partial \omega} f_1. \end{aligned} \quad (31)$$

由 (23), (31) 式可写成

$$P_r^l = -\frac{1}{2} n_0 m_e \omega \int d\mathbf{v} \int d\omega \hat{C} f_0. \quad (32)$$

在 (31), (32) 式中, 对 $v_{||}$ 的积分限于共振区 $v_{||} \leq v_{||} \leq v_{||}$ 内.

为了便于估计共振耗散功率密度的量级, 近似地取碰撞项 $\hat{C} f_0 \sim v_e \frac{v_{||}^3}{v_e^3} f_0$, 则由 (17), (21), (25), (32) 式可求得 ($v_e \ll v_{||}$, 窄共振区),

$$P_r^l \simeq \frac{1}{2} \frac{m_e v_e v_e}{e} \frac{k_1^2 v_e^2}{\omega^2} |j_{r0}|. \quad (33)$$

共振耗散功率密度 P_r^l 与共振驱动电流密度 j_r^l 有相似的特征, 即当波能密度足够高时都趋向饱和, 当共振速度变大时都迅速减小.

共振效应驱动电流的效率为

$$\eta_r = \frac{|j_{r0}|}{P_r} \simeq \frac{|j_r'|}{P_r'} = 2 \frac{e}{m_e} \frac{1}{v_e} \frac{1}{k_l^2 v_e^2} \frac{\omega^2}{k_l^2 v_e^2}. \quad (34)$$

四、非共振效应

对于非共振效应,我们先考虑无碰撞的情形. 此时,方程(1)变为

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \hat{D}f = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{k} \hat{L} D_{nr}^l(t) \hat{L} f. \quad (35)$$

这里,假定了波是渐近引入的,即 $D_{nr}^l(t)$ 随 t 的变化由电场振幅中引入因子 $e^{\gamma_k t}$ ($\gamma_k = 0^+$) 决定,在 $t = -\infty$ 时, f 为平衡分布 f_M . 在 $t = 0$ 时达到稳态值. 对无碰撞情形, (7) 式 D_{nr}^l 中 $\nu = 0$.

对(35)式进行时间积分,得

$$f - f_M = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{k} \frac{1}{2} \hat{L} D_{nr}^l \hat{L} f_M. \quad (36)$$

因保留到电场的二级项, (36) 式右端的 f 已取成 f_M .

由(36)式可求得非共振效应驱动电流密度为

$$j_{nr} = -\frac{1}{2} n_0 e \int d\mathbf{v} v_{\parallel} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{k} \hat{L} D_{nr}^l \hat{L} f_M. \quad (37)$$

积分只包括非共振区,在 $\lambda \ll 1$ 时, (37) 式可以化为

$$j_{nr} \simeq -\frac{e}{m_e} \int d\mathbf{k} \frac{k_{\parallel}}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega \chi_{a\beta}^H + \omega \chi_{a\beta}^{0H}] \frac{E_{k\alpha}^* E_{k\beta}}{8\pi}, \quad (38)$$

其中, $\chi_{a\beta}^H$ 是平衡分布 f_M 时极化张量的厄密部分, $\chi_{a\beta}^{0H}$ 是 $\chi_{a\beta}^H$ 中 $l = 0$ 的项,它只联系于 $|E_{kz}|^2$.

这个结果表明,非共振效应驱动的电流 j_{nr} 联系于极化张量的厄密部分,因此可以理解为波本身具有的电流. 它反映波场中电子振荡的纵向动量,或相应的平均纵向速度,是电场的二级项.

以上是无碰撞情形的结果. 在弱碰撞情形,由于碰撞对极化张量的厄密部分的修正是不重要的,因此碰撞效应对电流的修正也是不重要的. 事实上,在稳态准线性方程中保留非共振驱动项和碰撞项可以得到基本相同的结果.

但碰撞效应对介电张量的反厄密部分 $\epsilon_{a\beta}^A$ 的贡献是不可忽略的. 在 τ 近似下可以求得碰撞耗散功率密度为

$$P_c \simeq \nu_e W_e, \quad (39)$$

其中, W_e 是波场中电子的平均动能密度,可表达为

$$W_e = \int d\mathbf{k} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega \chi_{a\beta}^H) \frac{E_{k\alpha}^* E_{k\beta}}{8\pi}, \quad (40)$$

W_e 与总波能密度成正比.

为了讨论非共振效应驱动电流的效率,我们考虑主要由洛伦兹力驱动的情形,即 E_{kz} 可略去的情形. 此时, (38) 式可表成

$$j_{nr} \simeq -\frac{e}{m_e} \frac{k_{\parallel}}{\omega} W_e. \quad (41)$$

由(39)与(41)式,可求得非共振效应驱动电流的效率为

$$\eta_{nr} = \frac{|j_{nr}|}{P_e} \simeq \frac{e}{m_e} \frac{k_{\parallel}}{\omega} \frac{1}{v_e}. \quad (42)$$

由(39)与(41)式还可看出,非共振效应驱动电流密度与碰撞耗散功率密度都正比于波场中电子所具有的平均动能密度,因而也正比于总波能密度.同时考虑到共振效应的特征(饱和性和随共振速度指数减小),非共振效应的 j_{nr} 与 P_e 有可能超过 j_r 和 P_r 而成为主要机制.令

$$J_{nr} = \frac{|j_{nr}|}{n_0 e v_e}, \quad (43)$$

则由(41)式得

$$J_{nr} \simeq 2 \frac{k_{\parallel} v_e}{\omega} \frac{W_e}{n_0 T_e}. \quad (44)$$

以 $l=1$, $v_{th}/v_e=3$ 为例,仍取 $\omega=1.5\Omega$.若 $W_e/n_0 T_e \sim 10^{-3}$,由(44)式可得 $J_{nr} \sim 2 \times 10^{-3}$.与表1中相应的项 J_r 是同量级的.因此,当波的强度达到 $W_e/n_0 T_e \lesssim 10^{-2}$ 时,对于 $l=1$, $v_{th}/v_e > 3$ 为主的情形,非共振效应驱动电流密度 j_{nr} 可以超过相应的共振效应驱动电流密度 j_r .而且 j_{nr} 本身也已达到维持托卡马克稳态运行所需要的量级.

五、结 论

本文的结果表明,利用高频电磁波驱动等离子体电流并维持托卡马克稳态运行是可能的.波的电场力和洛伦兹力都可驱动电流,后者在某些条件下可起主要作用.共振相互作用和非共振相互作用都可驱动电流.在共振相互作用中, $l=0$ 与 $l \neq 0$ 的共振驱动电流的效果不同,一般 $l > 0$ 的共振有较高的饱和电流,因而较为有利.共振效应驱动的电流受准线性饱和效应的限制,并且在共振速度较高时变得很小.非共振效应所驱动的电流是波本身所具有的电流,联系于波中电子的纵向动量,与波能密度成正比.在一定条件下,非共振效应驱动的电流可超过共振效应驱动的电流.波的耗散功率包括共振耗散和碰撞耗散,前者在波能密度足够大时也趋于饱和,共振速度增大时迅速变小,而碰撞耗散正比于波能密度,因此,在一定条件下,碰撞耗散也可成为主要耗散机制.

参 考 文 献

- [1] K. L. Wong et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 117.
- [2] R. J. LaHaye et al., *Nucl. Fusion*, **20**(1980), 218.
- [3] T. Yamamoto et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 716.
- [4] D. J. H. Wort, *Plasma Phys.*, **13**(1971), 258.
- [5] N. J. Fisch, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 873.
- [6] S. Y. Yuen et al., *Nucl. Fusion*, **20**(1980), 159.
- [7] R. McWilliams, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 245.
- [8] A. Hasegawa, *Nucl. Fusion*, **20**(1980), 1158.
- [9] R. Klima et al., *Phys. Lett.*, **65A**(1978), 23.
- [10] R. Klima et al., *Plasma Phys.*, **15**(1973), 1031.
- [11] 夏蒙芬等, 物理学报, **30**(1981), 1307.

CURRENTS DRIVEN BY HIGH FREQUENCY ELECTROMAGNETIC WAVES

XIA MENG-FEN

(Institute of Theoretical Physics, Peking University)

HU HUI-LING

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

The mechanism of rf-driven currents by high frequency electromagnetic waves is discussed. It is shown that the current will be driven both by the electric force and Lorentz force, and either the resonant effects or the nonresonant effects may be dominant, and there exist some differences between the $l < 0$, $l = 0$ and $l > 0$ resonances. It is also shown that under some conditions the collisional power dissipation may be stronger than the resonant power dissipation.